

# МАГНИТОЖИДКОСТНЫЙ ДЕМПФЕР С РЕГУЛИРУЕМОЙ ЖЕСТКОСТЬЮ

Казаков Ю. Б., Морозов Н. А., Нестеров С. А.

ФГБОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет» имени В. И. Ленина

**Аннотация** — В данной работе разработан алгоритм и по результатам расчета полевой гидродинамической задачи определены тормозные усилия МЖД при движении поршня и мощности диссипативных потерь, выделяемых в МЖД, в зависимости от скоростей течения МЖ и влияние на них величины индукции воздействующего магнитного поля..

**Ключевые слова** — магнитная жидкость, демпфер, конечно-элементное моделирование, диссипативные потери.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В рабочем режиме магнитоожидкостного демпфера (МЖД) возникает напорное и сдвиговое вязкие течения со скоростью  $\bar{V}$  магнитной жидкости (МЖ), которые определяют основные показатели МЖД – усилие страгивания  $F_{ст}$ , тормозное усилие МЖД при движении поршня  $F_{МЖД}$  и мощность диссипативных потерь  $P$ , рассеиваемых в МЖД. Для МЖ с нелинейной магнитореологической характеристикой две последние величины нелинейно зависят от скорости сдвига движущихся слоев МЖ  $\gamma = \text{grad } \bar{V}$  и индукции воздействующего магнитного поля  $B$ . Магнитная жидкость даже без воздействия на нее магнитного поля имеет вязкость большую вязкости жидкости-носителя, на основе которой она изготовлена. При воздействии магнитного поля вязкость МЖ возрастает.

Из анализа результатов расчета магнитного поля в демпфере с чередующимися полюсами выявлено, что индукция поперечного магнитного поля в канале может изменяться от 0,1 Тл в зоне межполюсного пространства до 0,5 Тл в зоне полюса [3]. На рис. 1 [1] приведены реологические характеристики напряжения сдвига  $\tau$  МЖ на основе кремнийорганической жидкости и магнетита при объемной концентрации магнитных частиц 0,06 при разных индукциях магнитного поля.

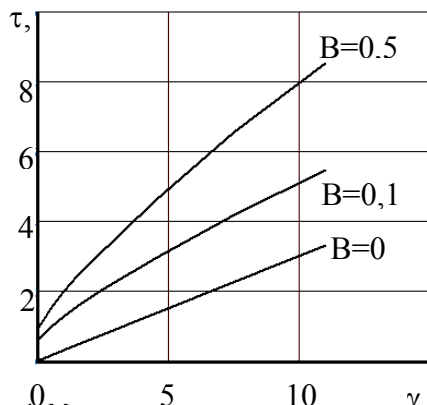


Рис. 1. Магнитореологические характеристики МЖ

Каналы в демпферах, по которым перетекает жидкость, могут иметь различную форму. На рис. 2 представлен канал прямоугольного сечения.

Задача течения жидкости в канале является в общем случае трехмерной. Течение жидкости в канале в основном направлено вдоль продольной оси канала (координаты)  $z$ . Течение вызывается градиентом давления в МЖ  $\partial p / \partial z$ , который обычно отрицателен.

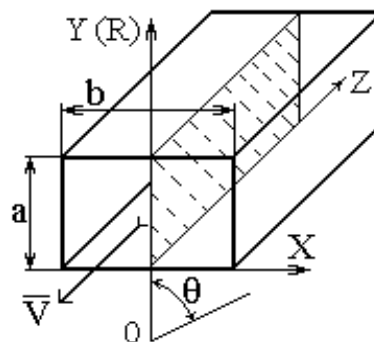


Рис. 2. Канал течения жидкости

При достаточно большом отношении ширины канала  $b$  к высоте  $a$  его можно рассматривать как плоскую бесконечную щель, образованную двумя параллельными стенками. Это же характерно и для цилиндрических демпферов, в которых жидкость перетекает через узкий кольцевой зазор между поршнем и корпусом в координатах  $(z, r, \theta)$ .

Рассматриваем область течения жидкости далекую от входа жидкости в канал, в которой компоненты скорости не зависят от координаты  $z$ , т.е. область с полностью гидродинамически развитым течением. Это допустимо в демпферах, где размеры канала в поперечном сечении во много раз меньше его длины по оси  $z$ . Среди трех компонент скорости течения жидкости  $\bar{V}$  ( $v_z, v_x, v_y$ ) продольная составляющая  $v_z$  будет намного превосходить поперечные  $v_x$  и  $v_y$ . Это позволяет считать, что поле скоростей движения жидкости неизменно по оси  $z$ . Тогда задача становится двумерной, так как изменения  $\bar{V}$  вдоль координаты  $z$  отсутствуют. Рассматриваем расчетную плоскость  $YOZ$ .

Для области полностью гидродинамически развитого течения характерно, что давление практически постоянно по поперечному сечению канала и линейно меняется вдоль продольной координаты, т.е.

$$p = p(z); \quad \partial p / \partial z = \text{const} \quad (1)$$

Предполагаем стационарный режим ламинарного (безвихревого) течения МЖ. Большинство течений в природе и технике являются турбулентными. Однако

магнитное поле в магнитовосприимчивой жидкости активно подавляет турбулентные пульсации скорости и тем самым ламинаризирует турбулентные течения. Эффект роста коэффициента гидродинамического сопротивления в магнитогидродинамических устройствах, возникающий при наложении поперечного магнитного поля, связан с уплощением профиля скорости течения магнитовосприимчивой жидкости и называется эффектом Гартмана. При этом даже в не очень сильных поперечных магнитных полях течение магнитной жидкости может оставаться ламинарным до чисел Рейнольдса порядка  $10^5$  и даже выше [1] и область ламинарных режимов при течениях магнитовосприимчивой жидкости в поперечном магнитном поле оказывается значительно более широкой, чем в обычной гидродинамике.

Уравнение Навье-Стокса для движения вязкой несжимаемой МЖ может быть записано в виде

$$\rho \left[ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \text{grad}) \bar{v} \right] = \rho \cdot \bar{g} - \text{grad } p + \eta \cdot (\text{div grad } V) + \mu_0 \cdot M \cdot \text{grad } H, \quad (2)$$

где  $\rho$  - плотность МЖ,  $\bar{g}$  - ускорение свободного падения,  $\rho \cdot \bar{g}$  - плотность силы тяжести,  $-\text{grad } p$  - градиент давления  $\mathbf{p}$  в жидкости,  $\eta$  - динамическая вязкость жидкости,  $\eta \cdot (\text{div grad } V)$  - плотность вязкостной силы,  $\mu_0$  - магнитная проницаемость вакуума,  $M$  - намагниченность МЖ,  $H$  - напряженность магнитного поля,  $\mu_0 \cdot M \cdot \text{grad } H$  - плотность магнитной силы.

В качестве  $\eta$  следует принимать эффективную вязкость среды, которая является функцией градиента скорости, т.е.  $\eta = f(\text{grad } \bar{V}) = f(\gamma)$  и вычисляется из соотношения  $\tau = \eta \text{ grad } \bar{V}$ , как  $\eta = \tau/\gamma$ .

Предполагаем, что при течениях МЖ магнитные моменты всех магнитных частиц в МЖ выстроены по полю и «вморожены» в частицу. Это предположение выполняется, если МЖ обладает броуновским механизмом релаксации намагниченности, который и приводит к зависимости динамической вязкости МЖ от интенсивности магнитного поля.

Нахождение распределения поля скоростей течения псевдопластичной МЖ в зазоре МЖД с движущимся поршнем в поперечном магнитном поле чередующихся полюсов осложняется неравномерностью зазора, неоднородным распределением нелинейного магнитного поля в канале, нелинейностями характеристик намагничивания элементов магнитной системы, магнитоологических характеристик МЖ и др.

При постановке задачи расчета сдвигового течения вязкой МЖ в зазоре примем упрощения:

- считаем МЖ несжимаемой жидкостью;
- считаем течение МЖ в зазоре стационарным, т.е.

$$\partial \bar{v} / \partial t = 0$$

- считаем, что для области с полностью гидродинамически развитым течением существует только продольное по оси  $z$  течение жидкости, кинетическая энергия МЖ в продольном направлении для установившегося течения не изменяется, т.е.  $v \neq f(z)$  и  $dv/dz = 0$ ;

- рассматривая двумерную задачу, т.е. предполагаем  $dv/dx = 0$  ( $dv/d\theta = 0$ );

- считаем, что при ламинарном (безвихревом) течении жидкость течет в виде отдельных тонких слоев, не перемешивающихся друг с другом, т.е.  $\text{rot } \bar{V} = 0$ . Тогда из векторного соотношения

$$(\bar{v} \cdot \text{grad}) \bar{v} = \text{grad} \left( \frac{v^2}{2} \right) - \bar{v} \times \text{rot } \bar{v} \quad (3)$$

следует, что  $(\bar{v} \cdot \text{grad}) \bar{v} = 0$ ;

- при записи уравнения равновесия сил, действующих на МЖ, учтем, что вследствие осевой симметрии МЖД для равномерного поперечного магнитного поля полюсов магнитная сила не имеет продольной составляющей, т.е.  $dH/dz = 0$  и соответственно магнитная сила по оси  $z$  -  $\mu_0 M dH/dz = 0$ ;

- пренебрегаем гравитационными силами, т.е.  $\rho \cdot \bar{g} = 0$ , в этом случае сила вязкого трения будет уравновешивать составляющую градиента давления  $\mathbf{p}$  в продольном направлении;

- без наличия источников азимутального и радиального напоров МЖ в зазоре МЖД принимаем, что внутреннее давление  $\mathbf{p}$  в продольном направлении меняется линейно вдоль координаты  $z$ , градиент давления по оси  $z$  не изменяется и давление постоянно по поперечному сечению канала.

В этом случае дифференциальное уравнение во вторых частных производных соответствует уравнению Пуассона и для плоскомеридианного сечения примет вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\varphi) \right] + \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\varphi) \right] = - \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (4)$$

где  $\varphi = v \cdot r$ .

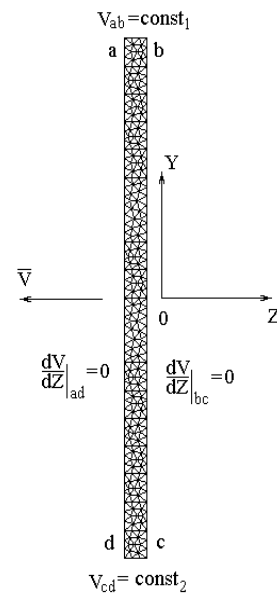


Рис. 3. Конечно-элементная модель и граничные условия канала МЖД

Решая уравнение применительно к заданной области с учетом конкретных граничных условий, можно найти распределение скорости  $\bar{V}$  и производные характеристики течения жидкости в исследуемой области.

#### КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ НАНОДИСПЕРСНОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДЕМПФЕРА

Точное аналитическое решение уравнений движения жидкости с нелинейной вязкостной характеристикой, в большинстве случаев, невозможно. Моделирование гидродинамического состояния МЖД целесообразно осуществлять численными методами на основе полевых моделей, содержащих множество элементов. Использован метод конечных элементов.

Энергетический функционал, определяющий гидродинамическое состояние МЖД и подлежащий минимизации, может быть сформулирован в виде [2]

$$Q = \frac{1}{2} \iint_{r\theta} \left\{ \eta \left( \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2 + \eta \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right)^2 \right\} \frac{1}{r} - 2\varphi \frac{\partial p}{\partial z} \Bigg\} d\theta dr. \quad (5)$$

Для расчета гидродинамического состояния МЖД и нахождения поля скоростей течения псевдопластичной МЖ в поперечном сечении канала использовались конечно-элементные сетки с разным числом элементов (рис. 3). В результате решения гидродинамической задачи в каждом узле сетки МЖ будет своя скорость течения  $v$ , в каждом элементе сетки  $L$  – своя скорость сдвига  $\gamma_L$  и динамическая вязкость  $\eta_L$ , определяемые своей рабочей точкой на магнитореологической характеристике при заданной в элементе индукции  $B_L$ .

Мощность диссипативных потерь, выделяемых в единице объема элемента  $L$  магнитной жидкости,

$$P_L = \frac{\eta_L \cdot \gamma_L^2}{2}. \quad (6)$$

Индукция магнитного поля через влияние на  $\eta$  влияет и на выделяемые в среде диссипативные потери. Силу амортизации МЖД – тормозное усилие МЖД  $F_{мжд}$  определяем энергетическим методом. Считаем, что мощность  $P$ , выделяемая при вязком трении слоев МЖ в магнитной жидкости, как сумма мощностей выделяемых во всех конечных элементах МЖ с площадями  $S_L$ , покрывается механической мощностью, поступающей от движущихся поршня и частей МЖД

$$P = \frac{1}{2} \sum_{L=1}^E S_L \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_{Lcp} \cdot \eta_L \cdot \gamma_L^2 \quad (7)$$

Тогда тормозное усилие, развиваемое в МЖД,

$$F_{МЖД} = \frac{P}{v}. \quad (8)$$

#### АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ ТЕЧЕНИЯ НАНОДИСПЕРСНОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ ДЕМПФЕРА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассчитаем характеристики течения МЖ в канале (рис. 2) высотой  $a = 4$  мм в магнитном поле демпфера с чередующимися полюсами. Рассматривается двухмерная задача. Вначале определяем характеристики течения жидкой основы МЖ – немагнитной кремнийорганической жидкости с  $\eta_0 = 0,032$  Па·с. Плотность гидравлического напора принята  $\partial p / \partial z = 5000$  Па/м, что соответствует реальным условиям.

Полученные в результате конечно-элементного моделирования распределенные характеристики течения немагнитной жидкости-основы при неподвижном корпусе и соответствует физическим представлениям (рис. 4 – 6). Диапазон разброса скоростей течения  $V$  немагнитной жидкости-основы по сечению канала составил от 0 м/с у стенок канала до 0,31 м/с в центре канала. Профиль распределения скоростей течения жидкости-основы по высоте канала соответствует классической параболической форме. Диапазон разброса скоростей сдвига  $\gamma$  жидкости-основы по сечению канала составил от  $0 \text{ с}^{-1}$  по центру канала до  $310 \text{ с}^{-1}$  у его стенок. Профиль распределения скоростей сдвига течения немагнитной жидкости-основы по высоте канала линейный. Диапазон разброса плотностей энергии  $W$  при течения немагнитной жидкости-основы по сечению канала составляет от 0 в центре канала до 1470 Дж/м у его стенок. Профиль распределения плотности энергии при течения жидкости-основы по высоте канала соответствует классической параболической форме.

Полученные распределенные характеристики напорного течения МЖ при магнитной индукции  $B = 0,5$  Тл также соответствует физическим представлениям (см. рис. 7 – 9).

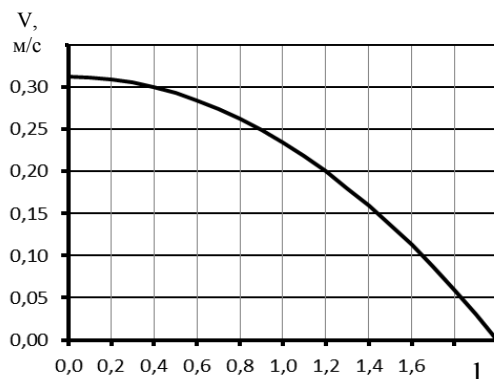


Рис. 4. Профиль распределения скоростей течения немагнитной жидкости-основы по высоте канала

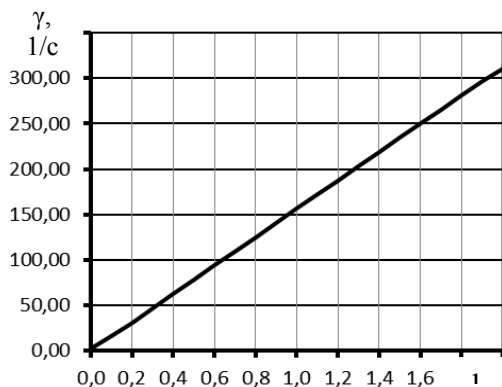


Рис. 5. Профиль распределения скоростей сдвига течения немагнитной жидкости-основы по высоте канала

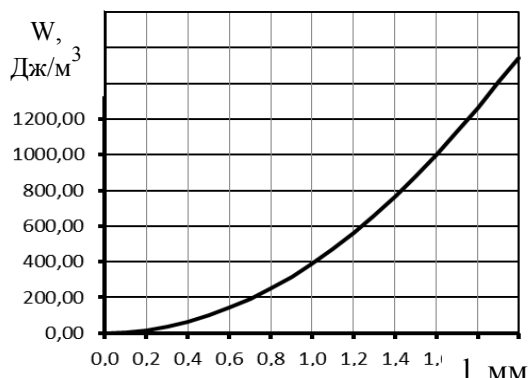


Рис. 6. Профиль распределения плотности энергии течения немагнитной жидкости-основы по высоте канала

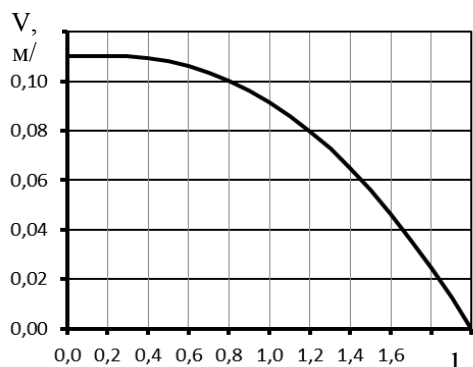


Рис. 7. Профиль распределения скоростей течения магнитной жидкости по высоте канала в магнитном поле при  $B = 0,5$  Тл

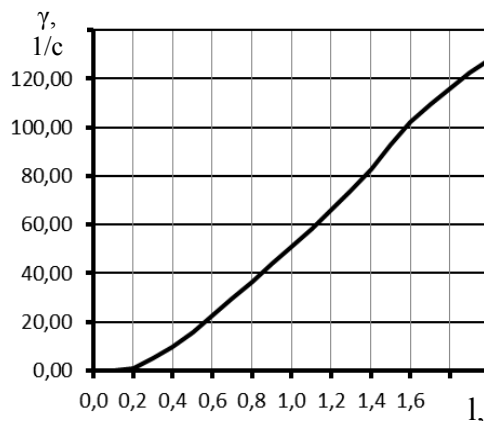


Рис. 8. Профиль распределения скоростей сдвига течения МЖ по высоте канала в магнитном поле при  $B = 0,5$  Тл

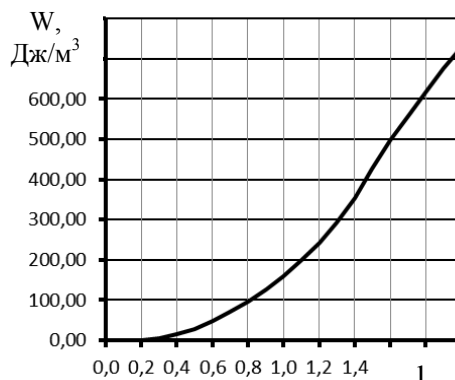


Рис. 9. Профиль распределения плотности энергии течения МЖ по высоте канала в магнитном поле при  $B = 0,5$  Тл

Скорость течения МЖ по сравнению со скоростью течения менее вязкой жидкости-основы снижается. Диапазон разброса  $V$  по сечению канала составил от 0 у стенок канала до  $0,11$  м/с в центре. Профиль распределения  $V$  МЖ приобретает характерную полочку в центре канала из-за структурирования магнитных частиц при малых скоростях сдвига. Диапазон разброса  $\gamma$  МЖ по сечению канала составил от 0 по центру канала до  $128 \text{ с}^{-1}$  у его стенок. Профиль  $\gamma$  по высоте канала также приобретает полочку по центру канала. Диапазон разброса  $\eta$  МЖ по сечению канала составляет от  $0,07$  у стенок канала до  $6,13 \text{ Па}\cdot\text{с}$  в центре канала. Диапазон разброса  $W$  при течении МЖ по сечению канала составляет от 0 в центре канала до  $730 \text{ Дж/м}^3$  у его стенок. Профиль распределения  $W$  также приобретает полочку по центру канала.

Для сравнения получены распределенные характеристики напорного течения МЖ при магнитной индукции  $B = 0,1$  Тл, соответствующей межполюсному пространству МЖД. Диапазон разброса  $V$  по сечению канала составил от 0 у стенок канала до  $0,19$  м/с в центре. Профиль распределения  $V$  МЖ так же приобретает полочку в центре канала из-за структурирования магнитных частиц при малых скоростях сдвига. Но размер этой полочки меньше, чем при воздействии  $B = 0,5$  Тл. Диапазон разброса  $\gamma$  МЖ по сечению канала составил от 0 по центру канала до  $200 \text{ с}^{-1}$  у его стенок. Профиль  $\gamma$  по высоте канала также имеет полочку по центру канала. Диапазон разброса  $\eta$  МЖ по

сечению канала составляет от 0,05 у стенок канала до 5,88 Па·с в центре канала. Диапазон разброса  $W$  при течении МЖ по сечению канала составляет от 0 в центре канала до 1050 Дж/м<sup>3</sup> у его стенок. Профиль распределения  $W$  имеет полочку по центру канала.

В результате расчета тормозного усилия МЖД при движении поршня  $F_{\text{МЖД}}$  (8) и мощности диссипативных потерь  $P$  (7), выделяемой в МЖД, были определено, что при сохранении постоянной  $V$  поршня с ростом  $B$  увеличивается  $P$ . Так для немагнитной жидкости-основы  $P=0,327$  Вт. Для МЖ даже при незначительной  $B=0,1$  Тл  $P$  возрастает практически в десять раз, до величины 3,42 Вт. При дальнейшем увеличении  $B$  рост потерь носит не столь интенсивный характер и для  $B=0,5$  Тл  $P=5,342$  Вт. Тормозное усилие  $F_{\text{МЖД}}$  изменяется от 1,04 Н для немагнитной жидкости-основы до 16,96 Н в МЖ при  $B=0,5$  Тл. Небольшие, в общем-то, значения диссипативных потерь и усилий обусловлены большой величиной зазора (4 мм) и небольшим перепадом давления.

#### ВЫВОДЫ.

Показана существенность изменения скоростей течения элементов МЖ, скоростей сдвига и вязкости по сечению канала МЖД при воздействии на неё магнитным полем. Управляемое воздействие изменяемым магнитным полем на вязкостные свойства МЖ позволяет регулировать жёсткость МЖД.

Значительный разброс значений скоростей течения, скоростей сдвига и вязкости МЖ по сечению канала обуславливает целесообразность численного моделирования магнитогидродинамического состояния МЖД с применением взаимосвязанного магнитогидродинамического расчёта с учетом нелинейностей магнитной и магнитореологической характеристик МЖ, использования точной модели формы канала.

Разработан алгоритм и определены по результатам расчета полевой гидродинамической задачи тормозные усилия МЖД при движении поршня и мощности диссипативных потерь, выделяемых в МЖД, в зависимости от скоростей течения МЖ и влияние на них величины индукции воздействующего магнитного поля.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Морозов Н.А. Нанодисперсные магнитные жидкости в технике и технологиях / Н.А. Морозов, Ю.Б. Казаков ФГБОУВПО «Иван. гос. энерг. ун-т им. В.И. Ленина». – Иваново, 2011. – 264 с.
2. Казаков Ю.Б. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование / Ю.Б. Казаков [и др]; ГОУВПО «Иван. гос. энерг. ун-т.» – Иваново, 2010. – 184 с.
3. Казаков Ю. Б., Морозов Н.А., Нестеров С.А. Магнитореологический демпфер с поршневой магнитной системой // Вестник ИГЭУ. – Иваново, 2012. - Вып. 6. - С.23-28.